Письма в ЖЭТФ, том 43, вып. 6, стр. 268 – 270 *25 марта 1986 г.*

ДРЕЙФОВО-ДИССИПАТИВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ВИХРЕЙ В ПЛАЗМЕ

В.И.Петвиашвили, И.О.Погуце

Показано, что под влиянием диссипации на электронах в неоднородной плазме генерируются вихревые трубки с диаметром меньше ларморовского радиуса ионов. Возможно, что перемешивание в таких вихрях является основным механизмом аномальной теплопроводности электронов в плазме с $m/M \ll \beta \ll 1$.

Современная теория аномальных переносов в плазме [1, 2] предсказывает, что основной вклад в электронную теплопроводность дают надтепловые флуктуации с размером порядка скиновой длины. Это связано с исчезновением вмороженности электронов в магнитное поле на таких масштабах. В магнитном поле с широм и в линейном и слаботурбулентном рассмотрении возникает проблема с локализацией волновых пакетов. Ниже показывается, что из-за нелинейных эффектов в плазме легко возникают уединенные структуры в виде электронных вихрей, вытянутых вдоль магнитного поля с поперечным размером меньше r_{Bi}, где r_{Bi} – ларморовский радиус ионов, нечувствительные к ширу. Такие вихри бегут со скоростью меньшей, чем дрейфовая, поэтому их амплитуда может расти под влиянием затухания Ландау или столкновительной диссипации на электронах. Это явление аналогично линейной дрейфово-диссипативной неустойчивости медленных потенциальных дрейфовых волн, длина которых больше r_{Bi}. Аналогичные вихри с размером много больше r_{Bi} были получены в работах [4, 5]. В них ионы описывались гидродинамическими уравнениями. Поскольку размер рассматриваемых здесь вихрей много меньше r_{Bi}, а частота много меньше ω_{Bi}, то плотность ионов n в электрическом потенциале вихря φ распределена по Больцману [3]:

$$n = n_0(1 + \kappa x - \tau\phi); \quad \tau \equiv T_e/T_i; \quad n_0, \kappa = \text{const}. \tag{1}$$

Электронную же компоненту, согласно (1), можно описать следующей системой безразмерных уравнений:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{d\Delta A}{dz}; \quad \frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \{\phi, \ldots\}; \quad \frac{d}{dz} \equiv \frac{\partial}{\partial z} - \{A, \ldots\}, \tag{2}$$

$$(1 + \nu) E_{\parallel} = \frac{dN}{dz}; \quad \{\phi, N\} = \frac{\partial\phi}{\partial x}\frac{\partial N}{\partial y} - \frac{\partial\phi}{\partial y}\frac{\partial N}{\partial x}, \tag{3}$$

где (2) – уравнение непрерывности электронов, (3) – уравнение движения электронов вдоль магнитного поля, которое в рассматриваемом здесь случае, когда скорость волны вдоль z много меньше v_{Te}, сводится к балансу между градиентом давления электронов и продольным электрическим полем $E_{\parallel} = -d\phi/dz - \partial A/\partial t$. Аналогично [5] проведен переход к безразмерным переменным:

$$\omega_{Bi}t \to t; \quad e\varphi/T_e \to \phi; \quad A_z ec_A/cT_e \to A; \quad \frac{n}{n_0} \to N$$

$$\kappa c_S/\omega_{Bi} \to \kappa; \quad (x, y)\omega_{Bi}/c_S \to (x, y); \quad z\omega_{Bi}/c_A \to z$$

A_z – компонента векторного потенциала вдоль постоянного магнитного поля, c_A – скорость Альвена, c_S – скорость ионного звука $\Delta \equiv \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$. Оператор ν в (3) описывает диссипацию на электронах в линейном приближении. Сравнивая с линейной теорией [3], легко получить, что Фурье-спектр этого оператора равен:

$$\nu_{\mathbf{k},\omega} = i\sqrt{\pi}(\omega + \kappa k_y)/|k_z| v_{Te}. \tag{4}$$

Пользуясь условием квазинейтральности, подставим (1) в (3), (2). Временно принебрегая диссипацией, получаем систему уравнений мелкомасштабных дрейфовых волн:

$$\tau\partial\phi/\partial t + \kappa\partial\phi/\partial y = d\Delta A/dz \tag{5}$$

$$\partial A/\partial t - \kappa\partial A/\partial y = -(1+\tau)d\phi/dz. \tag{6}$$

Ищем стационарное двумерное решение (5), (6), бегущее вдоль y со скоростью u, наклоненное под углом α. Тогда из (6) получим:

$$\phi(x,\eta) = \frac{u+\kappa}{\alpha(1+\tau)} A(x,\eta); \quad \eta = y + \alpha z - ut. \tag{7}$$

Коэффициент в (7) определен из условия убывания ϕ, A на бесконечности. Это позволяет переписать (5) в виде:

$$\Delta A + \alpha s^2 x = f(A - \alpha x); \quad s^2 = \frac{(\kappa+u)(\kappa-\tau u)}{\alpha^2(1+\tau)}, \tag{8}$$

где f – произвольная функция. Уравнение (8) решаем методом Ларичева – Резника [6, 7]. Чтобы (8) имело локализованное решение необходимо $s^2 > 0$, что достигается, если скорость распространения находится в интервале между дрейфовыми скоростями ионов κ/τ и электронов $-\kappa$. Вводим координату $r^2 = x^2 + \eta^2$ и представляем f в виде линейной функции с разными коэффициентами внутри и вне некоторого круга с радиусом $r_0 \ll r_{Bi}$. Коэффициенты подбираются таким образом, чтобы получилось локализованное решение уравнения (8) в виде:

$$A = b_0 F_0(r) + \alpha r_0 F_1(r) x/r. \tag{9}$$

Здесь F_0, F_1 – непрерывные вместе с первой производной функции, выражающиеся через функции Бесселя внутри круга и Макдональда снаружи [6, 7]. На границе сшивки $r = r_0$ необходимо положить $A - \alpha x = \mathrm{const}$. Амплитуда b_0, угол α, радиус r_0 и скорость u остаются произвольными. Решение (9) спадает на бесконечности как $\exp(-sr)$.

Теперь исследуем влияние диссипации на полученное решение. Для этого заметим, что система (5), (6) сохраняет интеграл:

$$W = \int [(\nabla_\perp A)^2 + \tau(1+\tau)\phi^2] dx dy dz. \tag{10}$$

При учете диссипации в том виде как в (3) этот интеграл меняется во времени:

$$\partial W/\partial t = -\int \Delta A\, \nu E_\parallel\, dx dy dz. \tag{11}$$

Считая, что диссипация мала в (11), можно подставить решение (9) и (4). Тогда переходя к безразмерному виду в (4) и учитывая, что, согласно (7) в стационарном вихре $\omega = uk_y$, получим:

$$\partial W/\partial t = |\alpha| s^2 c_A v_{Te}^{-1} \int k^2 |k_y| |A_{\mathbf{k}}^2 d\mathbf{k}. \tag{12}$$

Отсюда видно, что W растет со временем. При этом амплитуда b_0 может расти без изменения r_0, α, u. С ростом амплитуды образуется плато и затухание Ландау переходит в слабостолкновительную диссипацию [8]. Это несколько замедляет рост вихрей. По-видимому, рост будет продолжаться пока не нарушатся приближения, используемые при выводе исходных уравнений, то есть до $\phi \sim 1$ и т. п.

Таким образом показано, что при учете нелинейности пакеты дрейфово-альфвеновских волн размером меньше r_{Bi} образуют вихревые трубки (электронные вихри), распространяющиеся медленнее дрейфовой скорости. Вследствие этого диссипация на электронах приводит к раскачке этих вихрей до значений плотности энергии сравниваемой с тепловой. Коэффициенты переносов при таких флуктуациях получались в [2].

Авторы выражают благодарность О.П.Погуце за полезные советы и обсуждение.

Литература

1. *Кадомцев Б.Б., Погуце О.П.* ЖЭТФ, 1973, **65**, 575.
2. *Кадомцев Б.Б., Погуце О.П.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **39**, 225.
3. *Кадомцев Б.Б.* В сб. "Вопросы теории плазмы" т. 4., М.: Атомиздат, 1964.

4. *Петвиашвили В.И., Погуце И.О.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **39**, 363.
5. *Петвиашвили В.И., Похотелов О.А.* Письма в ЖЭТФ, 1985, **42**, 47.
6. *Ларичев В.Д., Резник Г.М.* ДАН СССР, 1976, **231**, 1077.
7. *Flierl G.R., Larichev V.D., Mc Williams, Reznik G.M.* Dynamics of Atmospheres and Ocean, 1980, **5**, 1.
8. *Галеев А.А., Сагдеев Р.З.* В сб. "Вопросы теории плазмы", т. 7, М.: Атомиздат, 1973.

Поступила в редакцию
27 декабря 1985 г.